

## О границе раздела внешней и внутренней частей коры нейтронной звезды

М. Балдо<sup>+</sup>, Э. Е. Саперштейн<sup>1)</sup>, С. В. Толоконников

Российский научный центр “Курчатовский Институт”, 123182 Москва, Россия

<sup>+</sup>Национальный институт ядерной физики, Отделение г. Катания, Италия

Поступила в редакцию 4 апреля 2007 г.

В рамках развитого ранее самосогласованного полумикроскопического метода найдена критическая точка, определяющая границу раздела внешней и внутренней частей коры нейтронной звезды. Полученное значение критической плотности  $\rho_d$  лишь незначительно меньше принятого в литературе. В то же время равновесная структура коры вблизи критической точки оказывается существенно другой, чем в известных расчетах.

PACS: 21.60.–n, 21.65.+f, 26.60.+c, 97.60.Jd

Кора нейтронной звезды (НЗ) состоит из вещества с субъядерными плотностями ( $\rho \leq 0.5\rho_0$ ,  $\rho_0 \simeq 0.17 \text{ Фм}^{-3}$  – нормальная ядерная плотность) и характеризуется кристаллической структурой, что и определяет специфическую роль коры в физике НЗ. Кору делят на внешнюю и внутреннюю части, разделенные критическим значением плотности  $\rho_d$  (“neutron drip point” – точка нейтронной неустойчивости). Внешняя кора представляет собой кристаллическую решетку ядер (как правило, нейтроноизбыточных), помещенных в практически однородное море ультрарелятивистских электронов, делающих систему электронейтральной. При плотности, превышающей  $\rho_d$ , образующие решетку ядра становятся неустойчивыми по отношению к отделению нейтронов. В этой части коры, называемой внутренней, доля нейтронов совершает инфинитное движение и ядра, точнее, ядерно-подобные кластеры, окружены почти однородным нейтронным веществом.

Кора содержит всего 1% массы НЗ, а ее толщина составляет лишь 10% радиуса НЗ. Однако понимание структуры коры очень важно для объяснения некоторых важных наблюдаемых характеристик НЗ. В первую очередь, сюда относятся сбои в периоде вращения НЗ (“glitches”), которые обычно связывают с динамикой сверхтекучих вихрей, образующихся в нейтронном веществе внутренней коры НЗ [1]. Кроме того, нейтронная сверхтекучесть внутренней коры НЗ важна для остывания НЗ в процессе ее эволюции [1].

Критическая плотность  $\rho_d = 4.3 \cdot 10^{11} \text{ г/см}^3$  была найдена Беймом и др. [2] в рамках развитого ими

термодинамического подхода для описания внешней коры. В этом методе использовалось феноменологическое ядерное уравнение состояния, основанное на экстраполяции эмпирических данных по массам ядер. Под уравнением состояния при этом понимается зависимость энергии связи ядра  $E_B$  от  $N$  и  $Z$ . Вскоре Негеле и Вотрен (НВ) [3] развили полностью квантовый самосогласованный метод расчета структуры коры НЗ, основанный на приближении Вигнера–Зейтца (ВЗ) в сочетании с методом энергетического функционала плотности. Метод применим в принципе и для внешней коры, но НВ использовали его для расчета структуры внутренней коры НЗ в широком диапазоне плотностей. Не продвигаясь во внешнюю часть коры, НВ подтвердили само значение  $\rho_d$ , найденное в [2], причем в их расчете неустойчивость возникает для ядра  ${}_{36}^{118}\text{Kr}$ . Первое значение плотности внутренней коры  $\rho = 4.59 \cdot 10^{11} \text{ г/см}^3$ , рассмотренное в [3], находится сразу за критической точкой, а соответствующая равновесная конфигурация отвечает числу протонов в ячейке ВЗ  $Z=40$ . Недавно вопрос о границе раздела двух частей коры был рассмотрен систематически в рамках метода [2] с использованием различных типов ядерного уравнения состояния (несколько вариантов эффективных сил Скирма, современные варианты капельной модели, релятивистская полевая модель ядра и др.) [4]. Во всех случаях получено значение  $\rho_d \simeq 4 \cdot 10^{11} \text{ г/см}^3$  и значение числа протонов в критическом ядре в диапазоне  $Z=34 \div 38$ .

В серии работ [5–8] подход НВ был обобщен в направлении самосогласованного учета эффектов спаривания нейтронов и протонов, которыми в [3] пренебрегалось. Оказалось, что в результате этого уче-

<sup>1)</sup>e-mail: saper@mbslab.kiae.ru

та, как правило, заметно меняются равновесные характеристики ячейки ВЗ: радиус ячейки  $R_c$  и число протонов  $Z$  (значение последнего по сравнению с [3] иногда меняется вдвое). Столь сильный эффект связан с заметным влиянием спаривания на химические потенциалы  $\mu_n$  и  $\mu_p$  нейтронов и протонов, входящие в условие  $\beta$ -стабильности коры НЗ, состоящее в равенстве их разности химическому потенциалу электронов  $\mu_e$ . Поскольку минимум энергии системы ищется при дополнительном условии  $\beta$ -стабильности, изменение  $\mu_n$  и  $\mu_p$  может приводить к заметной вариации ( $Z, R_c$ ).

В этих работах использовался обобщенный метод энергетического функционала плотности [9–11], в котором оригинальный метод Кона и Шема [12] был распространен на сверхтекучие системы. Член взаимодействия обобщенного функционала зависит на равноправной основе как от нормальных плотностей  $\rho_n, \rho_p$ , так и от их аномальных аналогов  $\nu_n, \nu_p$ . Обобщенный энергетический функционал в [7, 8] строится сшивкой на поверхности кластера феноменологического ядерного функционала DF3 [11] и микроскопического функционала, описывающего нейтронное окружение:

$$\begin{aligned} \mathcal{E}(\rho_\tau(\mathbf{r}), \nu_\tau(\mathbf{r})) = & \mathcal{E}^{\text{ph}}(\rho_\tau(\mathbf{r}), \nu_\tau(\mathbf{r}))F_m(r) + \\ & + \mathcal{E}^{\text{mi}}(\rho_\tau(\mathbf{r}), \nu_\tau(\mathbf{r}))(1 - F_m(r)) \end{aligned} \quad (1)$$

( $\tau = n, p$ ), где в качестве функции сшивки используется двухпараметрическая функция Ферми:  $F_m(r) = (1 + \exp((r - R_m)/d_m))^{-1}$ . Соотношение (1) используется как для нормальной, так и для аномальной компонент функционала энергии. Параметр диффузности фиксировался раз и навсегда,  $d_m = 0.3$  Фм, тогда как радиус сшивки  $R_m$  каждый раз находился заново, так, чтобы выполнялось соотношение  $\rho_p(R_m) = 0.1\rho_p(0)$ .

Нормальная часть микроскопического функционала бралась из работы [13], где она рассчитывалась на основе метода Бракнера с аргонским взаимодействием  $v_{18}$ , а аномальная находилась в [7] с тем же самым  $NN$ -взаимодействием в рамках приближения БКШ. В работе [14] был предложен более реалистичский метод описания сверхтекучести нейтронной материи с приближенным учетом многотельных поправок к приближению БКШ. Были рассмотрены две модели: P2, в которой сверхтекучая щель БКШ подавлялась вдвое, и P3, с подавлением щели втрое. В процитированных работах исследовалась средняя и нижняя части внутренней коры в диапазоне плотностей,

отвечающих импульсам Ферми  $k_F = 0.6 \div 1.2$  Фм $^{-1}$ .<sup>2)</sup> Здесь мы используем тот же метод для нахождения критической плотности  $\rho_d$  и для исследования равновесной конфигурации коры НЗ в окрестности этой точки. Отметим, что поскольку при  $\rho < \rho_d$  все нейтроны связаны в ядрах, феноменологическая часть функционала (1) играет основную роль. Действительно, микроскопическая часть (1) включается только там, где нейтронная плотность падает. Однако нельзя а priori пренебречь этим вкладом. В области внешней коры использование полного функционала (1) практически эквивалентно модификации поверхностных членов феноменологического функционала DF3. Но хорошо известно [11], что результаты самосогласованных расчетов для обычных атомных ядер весьма чувствительны к деталям эффективного взаимодействия нуклонов на поверхности. Поэтому мы выполнили две серии расчетов для нахождения  $\rho_d$ . В первой использовался только феноменологический потенциал DF3, во второй – полный функционал (1). При этом для сверхтекучей компоненты микроскопической части (1) использовалась модель P2 [14].

Сначала рассмотрим подробнее версию расчета с чисто феноменологическим функционалом. На рис.1 представлены кривые зависимости энергии связи на нуклон  $E_B$  от  $Z$  при различных значениях  $k_F$  в окрестности критического значения [2] (оно отвечает  $k_F^d = 0.1977$  Фм $^{-1}$ ). Как видно, минимум функции  $E_B(Z)$  смещен от НВ значений  $Z = 36 \div 40$  (или  $Z = 34 \div 38$ , согласно [4]) к  $Z = 52 \div 54$ . На рис.2 представлены аналогичные кривые для нейтронного химического потенциала  $\mu_n$ . Звездочками отмечены значения, отвечающие равновесной конфигурации, то есть минимуму на рис.1 для соответствующего значения  $k_F$ . Критическая точка отвечает обращению  $\mu_n$  в нуль, что дает  $k_F^d = 0.181$  Фм $^{-1}$ , или  $\rho_d = 3.30 \cdot 10^{11}$  г/см $^3$ . Таким образом, в данном варианте расчета отличие от [4] в значении критической плотности не пренебрежимо мало. Гораздо существеннее изменения равновесной конфигурации ( $Z, R_c$ ) в критической точке и в ее окрестности. Численные значения характеристик равновесных конфигураций для рассматриваемых  $k_F$  приведены в табл.1. Как видно, критическая точка для функционала DF3 отвечает равновесным значениям ( $Z, N$ ) в окрестности магических чисел  $Z = 50$  и  $N = 126$ . На рис.2 видно, что есть другая “критическая область” с  $Z \simeq 40$  (со-

<sup>2)</sup>Средний импульс Ферми определен через среднюю плотность  $\rho$  однородной нейтронной материи:  $k_F = (3\pi^2\rho)^{1/3}$ . Эта переменная для описания внутренней коры удобнее, чем сама плотность, так как она меняется гораздо медленнее, что делает более удобным графическое представление результатов.

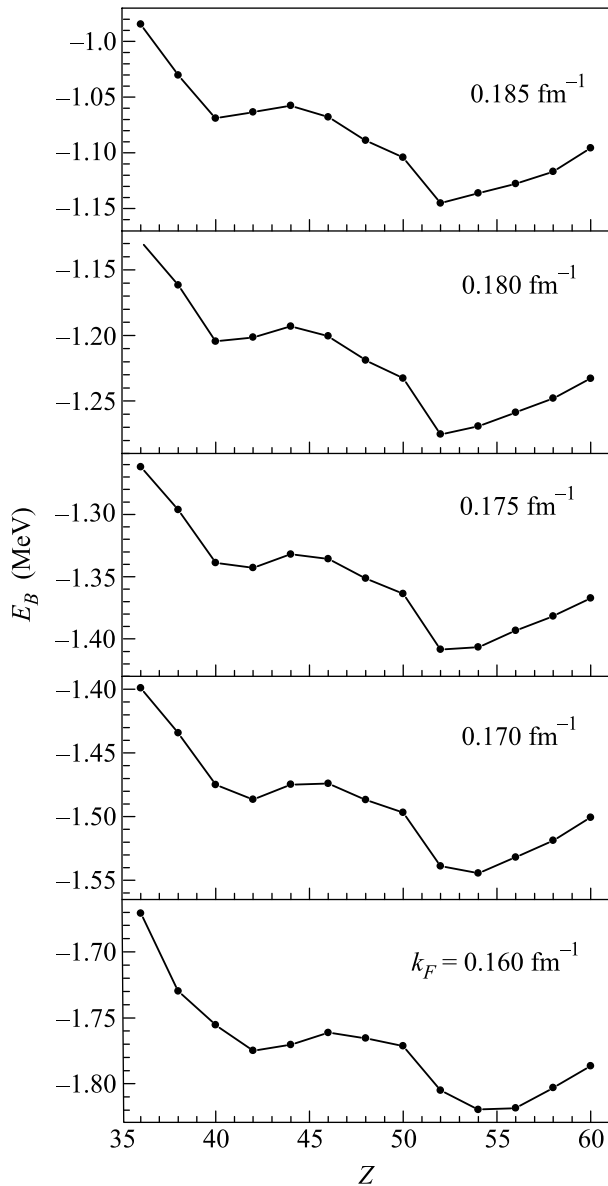


Рис.1. Энергия связи коры НЗ в зависимости от  $Z$

ответствующее число нейтронов в районе магического числа  $N = 82$ ). Однако, как видно из рис.1, она отвечает более высокому значению  $E_B$ .

Аналогичные расчеты были выполнены с полным функционалом (1). Результаты представлены в табл.2. Критическое значение импульса Ферми несколько сдвигается в  $k_F^d = 0.194 \text{ Фм}^{-1}$ , что отвечает плотности  $\rho_d = 4.06 \cdot 10^{11} \text{ г/см}^3$ . Это значение уже находится внутри интервала, найденного в [4]. Что касается критических значений  $Z$  и  $N$ , они практически те же, что и в табл.1.

Таким образом, наши предсказания для критической плотности  $\rho_d$ , разделяющей внешнюю и внутреннюю части коры НЗ, мало отличаются от результа-

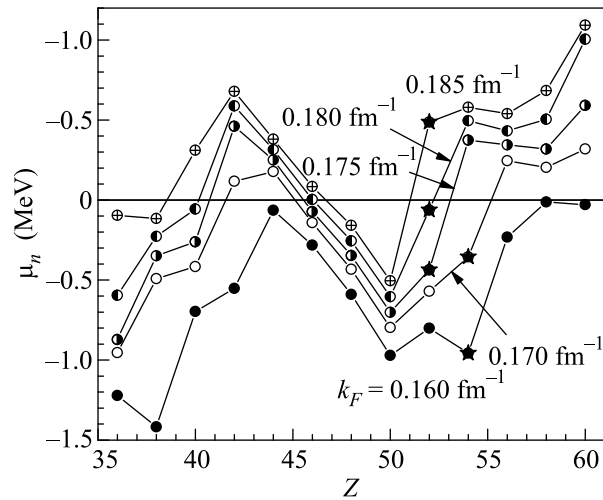


Рис.2. Химический потенциал нейтронов в зависимости от  $Z$

Таблица 1

Характеристики равновесных конфигураций ячеики ВЗ при различных  $k_F$  для функционала DF3 [11]

$k_F, \text{Фм}^{-1}$	$Z$	$A$	$R_c, \text{Фм}$	$E_B, \text{МэВ}$	$\mu_n, \text{МэВ}$
0.160	54	125	67.61	-1.820	-0.957
0.170	54	127	63.82	-1.544	-0.355
0.175	52	126	61.64	-1.408	-0.436
0.180	52	126	59.98	-1.275	-0.062
0.185	52	128	58.61	-1.145	0.487

тов [2–4]. В то же время соответствующие критические значения  $(Z, N)$  сдвинуты от  $Z = 34 \div 38$  при числе нейтронов вблизи магического числа  $N = 82$ , предсказываемых в [4], до  $Z = 52$  при числе нейтронов вблизи следующего магического числа  $N = 126$ . Такое различие предсказаний, по-видимому, связано с особенностями функционала DF3 по сравнению, скажем, с силами Скирма, которые использовались в основном в [4]. Для описания свойств ядер вдали от долины  $\beta$ -стабильности, которые рассматриваются вблизи критической точки, особенно важен вид изовекторной компоненты эффективных сил. Ее зависимость от плотности у сил DF3 и у сил Скирма

Таблица 2

То же, что в табл.1, для полумикроскопического функционала [7]

$k_F, \text{Фм}^{-1}$	$Z$	$N$	$R_c, \text{Фм}$	$E_B, \text{МэВ}$	$\mu_n, \text{МэВ}$
0.180	52	128	60.14	-1.398	-0.868
0.190	52	126	57.85	-1.150	-0.552
0.195	52	126	57.36	-1.043	0.123
0.200	52	130	57.19	-0.950	0.194

совершенно различная. При этом параметры функционала DF3 подбирались так, чтобы наилучшим образом воспроизвести энергии связи и радиусы (включая четно-нечетные разности) ряда длинных изотопических цепочек. Высокая точность сил Фаянса и др. по сравнению с популярной версией SLy4 сил Скирма, была недавно подтверждена также в работе [15]. В ней рассчитывались энергии связи большого числа изотопических и изотонных цепочек (общее число исследованных ядер превышает 200) в рамках метода SLDA. Так называется разработанный ранее Булгаком [16] вариант метода LDA для сверхтекучих систем. При этом для нормальной части функционала энергии использовался альтернативно либо функционал SLy4, либо функционал Фаянса FaNDF<sup>0</sup> [10]. По отношению к последнему используемый нами функционал DF3 является усовершенствованной версией, при этом отличаясь от него незначительно. Совокупность результатов расчетов для сил Фаянса оказалась в [15] более успешной. На основании вышесказанного можно надеяться, что предсказания границы стабильности атомных ядер, а также свойств ядер на границе раздела внешней и внутренней коры H3, основанные на функционале DF3, достаточно точны.

Работа выполнена при поддержке гранта Министерства Науки и Образования # НШ-8756.2006.2, а также грантов Российского фонда фундаментальных исследований # 06-02-17171-а, # 07-02-00553-а.

1. C. J. Pethick and D. G. Ravenhall, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* **45**, 429 (1995).
2. G. Baym, C. Pethick, and P. Sutherland, *Appl. J.* **170**, 299 (1971).
3. J. Negele and D. Vautherin, *Nucl. Phys. A* **207**, 298 (1973).
4. S. B. Ruster, M. Hempel, and J. Schaffner-Bielich, *Phys. Rev. C* **73**, 035804 (2006).
5. М. Балдо, У. Ломбардо, Э. Е. Саперштейн, С. В. Толоконников, *Письма в ЖЭТФ* **80**, 595 (2004).
6. M. Baldo, E. E. Saperstein, and S. V. Tolokonnikov, *Nucl. Phys. A* **749**, 42 (2005).
7. M. Baldo, U. Lombardo, E. E. Saperstein, and S. V. Tolokonnikov, *Nucl. Phys. A* **750**, 409 (2005).
8. М. Балдо, У. Ломбардо, Э. Е. Саперштейн, С. В. Толоконников, *ЯФ* **68**, 1874 (2005).
9. А. В. Смирнов, С. В. Толоконников, С. А. Фаянс, *ЯФ* **48**, 1661 (1988).
10. S. A. Fayans, *Письма в ЖЭТФ* **68**, 169 (1998).
11. S. A. Fayans, S. V. Tolokonnikov, E. L. Trykov, and D. Zawischa, *Nucl. Phys. A* **676**, 49 (2000).
12. W. Kohn and L. J. Sham, *Phys. Rev. A* **140**, 1133 (1965).
13. M. Baldo, C. Maieron, P. Schuck, and X. Vinas, *Nucl. Phys. A* **736**, 241 (2004).
14. M. Baldo, E. E. Saperstein, S. V. Tolokonnikov, arxiv preprint nucl-th/0609031, to be published in EPJA.
15. Y. Yu and A. Bulgac, *Phys. Rev. Lett.* **90**, 222501 (2003).
16. A. Bulgac, *Phys. Rev. C* **65**, 051305(R) (2002).